

- ций, поэтому исследование процессов изменения в составе, связанных с временным фактором, изменением температуры окружающей среды, целесообразно проводить в натуральных условиях.
4. Полученные данные позволяют судить об эффективности работы цеолитового фильтра:
- за время эксперимента (свыше 800 ч) адсорбционные свойства цеолита практически не изменились;
 - значение давления после устройства оставалось в пределах нормы, т. е. не превышало 15 % от рабочего.
5. Полученная в результате эксперимента зависимость перепада давления от времени работы фильтрующего элемента в условиях межсезонья позволяет спрогнозировать ситуацию поведения цеолита в заданных условиях:
- время насыщения цеолита без регенерации до достижения максимального перепада давления составляет 10,6 ч;
 - максимальное значение числа регенераций для поддержания оптимального значения перепада давления до и после адсорбционного устройства порядка 100 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Танатаров М.А., Ахмедшина М.Н., Фасхутдинов Р.А. и др. Технологические расчеты установок переработки нефти. – М.: Химия, 1987. – 352 с.
2. Гриценко А.И., Александров И.А., Галанин И.А. Физические методы переработки и использования газа. – М.: Недра, 1981. – 224 с.
3. Мурина В.И. Технология переработки природного газа и конденсата: Справочник. В 2 ч., Ч. 1. – М.: Недра, 2002. – 194 с.
4. Ильина М.Н. Требования к подготовке попутного нефтяного газа для малой энергетики // Известия Томского политехнического университета. – 2007. – Т. 310. – № 2. – С. 167–171.
5. Спейшер В.А., Горбаненко А.Д. Повышение эффективности использования газа и мазута в энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 183 с.

Поступила 06.10.2008 г.

УДК 538.56:538.542.001.24

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАССИВНЫХ ПРОВОДНИКОВ

Г.В. Носов

Томский политехнический университет
E-mail: nosov@elti.tpu.ru

Получены формулы для расчета эквивалентных импульсных параметров массивных проводников с учетом адиабатного нагрева и нелинейных магнитных свойств поверхностного слоя при диффузии плоской одномерной электромагнитной волны в проводящее полупространство. Эквивалентные параметры (толщина и температура поверхностного слоя, давление магнитного поля и мощность тепловых потерь, сопротивление и индуктивность) принимаются усредненными и постоянными во время действия импульса напряженности магнитного поля на поверхности проводника. Форма этого импульса приближенно учитывается его длительностью, среднеквадратичным значением и числом положительных и отрицательных полувольт. Нелинейные магнитные свойства ферромагнитного проводника учитываются степенной зависимостью для его кривой намагничивания. Достоверность полученных формул подтверждается рассмотрением частных случаев для неферромагнитных проводников и рассчитанными зависимостями для магнитной проницаемости конструкционной стали.

Ключевые слова:

Эквивалентные импульсные параметры, массивные проводники, ферромагнитные проводники, поверхностный слой, скин-эффект, магнитное поле, магнитная проницаемость, кривая намагничивания, плоская электромагнитная волна.

При проектировании и оптимизации многих электрофизических устройств, работающих в импульсном режиме, возникает необходимость расчета их параметров с учетом проникновения (диффузии) электромагнитного поля (ЭМП) в массивные проводники. Такими проводниками могут быть электромагнитные экраны, обмотки и роторы электромашинных генераторов, а также нагреваемые детали в устройствах индукционного нагрева. В настоящее время при расчете диффузии ЭМП широкое применение получили численные методы прямого решения на ЭВМ уравнений электродина-

мики. Однако такое решение приводит к чрезмерно большим затратам машинного времени и во многих случаях затрудняет анализ влияния различных импульсов ЭМП на такие параметры проводников как сопротивление, индуктивность, глубина проникновения ЭМП в проводник, температура и давление магнитного поля [1]. Исследования электрофизических устройств при наличии поверхностного эффекта в проводниках существенно упрощаются с использованием эквивалентных параметров поверхностного слоя (скин-слоя) проводников [1–4]. Расчет импульсных параметров

массивных проводников при диффузии в них различных по форме импульсов ЭМП с учетом нагрева и нелинейных магнитных свойств скин-слоя по-прежнему представляется актуальной задачей.

Цель данной работы заключается в получении приемлемой для инженерных расчетов методики определения эквивалентных импульсных параметров массивных проводников. Для этого сделаем следующие допущения.

1. Размеры массивных проводников существенно превосходят глубину проникновения в них ЭМП, поэтому будем исходить из представления о плоской одномерной электромагнитной волне, проникающей в проводник перпендикулярно его поверхности и полностью затухающей в его теле [5–7].
2. Эквивалентная глубина проникновения ЭМП в массивный проводник Δ принята постоянной и определяется физическими свойствами материала проводника.

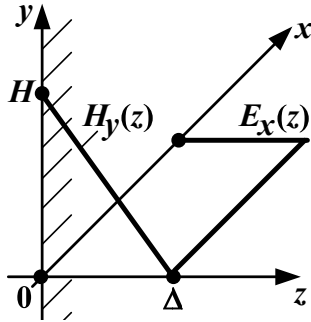


Рис. 1. Распределение действующих значений напряженностей плоской одномерной электромагнитной волны в проводящем полупространстве

3. В поверхностном слое проводника при $0 \leq z \leq \Delta$ плоская одномерная электромагнитная волна характеризуется среднеквадратичными (действующими) значениями (рис. 1):

- напряженности магнитного поля

$$H_y(z) = H \cdot \left[1 - \frac{z}{\Delta}\right], \quad (1)$$

где действующее значение напряженности на поверхности проводника

$$H = \sqrt{\frac{1}{\tau} \cdot \int_0^{\tau} [H_s(t)]^2 dt},$$

причем $H_s(t)$ – заданная напряженность магнитного поля на поверхности проводника как функция времени;

- индукции магнитного поля

$$B_y(z) = M \cdot H_y(z)^{1/n}, \quad (2)$$

где M и n – постоянные в первом приближении параметры проницаемости и степени кривой намагничивания ферромагнитного проводника [6], причем для любого неферромагнитного проводника $M = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м и $n=1$;

- напряженности электрического поля [7]

$$E_x(z) = -\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d[H_y(z)]}{dz} = \frac{H}{\gamma \cdot \Delta}, \quad (3)$$

где γ – постоянная удельная проводимость проводника ($1/\text{Ом} \cdot \text{м}$);

- плотности тока [7]

$$\delta_x(z) = \gamma \cdot E_x(z) = \frac{H}{\Delta}. \quad (4)$$

4. Вне поверхностного слоя проводника при $z > \Delta$ ЭМП отсутствует:

$$H_y(z) = 0; B_y(z) = 0; E_x(z) = 0; \delta_x(z) = 0.$$

5. Длительность импульса τ ЭМП достаточно мала, поэтому нагрев поверхностного слоя проводника при $0 \leq z \leq \Delta$ происходит адиабатно (без учета теплоотдачи в окружающую среду) и за счет равномерной и постоянной плотности тока (4) усредненная температура этого слоя θ также равномерна и постоянна.

6. При любой температуре θ поверхностный слой проводника при $0 \leq z \leq \Delta$ характеризуется постоянными значениями удельной теплоемкости C_T , Дж/(кг·°C) и удельной плотности ρ , кг/м³, проводника, а удельная проводимость этого слоя зависит от температуры как [8]:

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha_T[\theta - \theta_0] + \beta_T[\theta - \theta_0]^2}, \quad (5)$$

где γ_0 – удельная проводимость при температуре θ_0 , которая была до воздействия импульса ЭМП; α_T и β_T – постоянные температурные коэффициенты сопротивления проводника.

В результате для поверхностного слоя на основании формул (1–3) находим среднюю мощность тепловых потерь [7]

$$P = l_x l_y \int_0^{\Delta} \gamma E_x(z)^2 dz = \frac{H^2}{\gamma \cdot \Delta} l_x l_y, \quad (6)$$

усредненную энергию магнитного поля

$$\begin{aligned} W &= l_x l_y \int_0^{\Delta} [H_y(z) \cdot dB_y(z)] dz = \\ &= \frac{nM}{(1+n)(1+2n)} l_x l_y \cdot \Delta \cdot H^{(1+n)/n} \end{aligned} \quad (7)$$

и усредненный магнитный поток

$$\Phi = l_x \int_0^{\Delta} B_y(z) dz = \frac{nM}{(1+n)} l_x \cdot \Delta \cdot H^{1/n}, \quad (8)$$

где l_x и l_y – размеры проводника по координатам x и y соответственно (рис. 1).

Для определения эквивалентной глубины проникновения ЭМП в проводник (толщины поверхностного слоя) Δ воспользуемся законом электромагнитной индукции [7]

$$e(t) = \oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi(t)}{dt},$$

тогда для действующих значений приближенно гармонических функций ЭДС $e(t)$ и магнитного потока $\Phi(t)$ имеем

$$-E_x(0) \cdot l_x + E_x(z) \cdot l_x \approx -\omega \Phi, \quad (9)$$

где $\omega = \pi m / \tau$ – расчетная угловая частота импульса ЭМП; m – число положительных и отрицательных полувольт в импульсе $H_s(t)$, причем для прямоугольного видеоимпульса и для импульса в виде одной полуволны синусоиды принимаем $m=1$.

В результате при $z > \Delta$ и $E_x(z)=0$ с учетом (3,8,9) получаем

$$\Delta \approx \sqrt{\frac{(1+n)\tau}{\pi m n \mu_0 \gamma}} \cdot H^{(n-1)/n} = \sqrt{\frac{(1+n)}{\pi n M \gamma \omega}} \cdot H^{(n-1)/n}. \quad (10)$$

Достоверность формулы (10) подтверждается тем, что для неферромагнитного проводника при $M=\mu_0$ и $n=1$ формула (10) дает известную эквивалентную толщину поверхностного слоя для установившегося гармонического ЭМП [5]

$$\Delta \approx \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \gamma \omega}}, \quad (11)$$

позволяет приближенно рассчитать при $m=1$ известную глубину диффузии прямоугольного видеоимпульса $H_s(t)$ [8]

$$\Delta \approx 0,8 \cdot \sqrt{\frac{\tau}{\mu_0 \gamma}} \approx \sqrt{\frac{\tau}{\mu_0 \gamma}} \quad (12)$$

и дает возможность определить приближенную эквивалентную толщину скин-слоя для радиоимпульса в виде нескольких полувольт синусоиды $H_s(t)$ [1]

$$\Delta \approx \sqrt{\frac{2\tau}{\pi m \mu_0 \gamma}} = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \gamma \omega}} \cdot \sqrt{\frac{\omega \tau}{\pi m}} = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \gamma \omega}}. \quad (13)$$

Из уравнения адиабатного процесса нагрева [9]

$$\delta_x(z)^2 = \gamma C_T \rho \frac{d\theta}{dt} \approx \gamma C_T \rho \frac{\theta - \theta_0}{\tau},$$

с учетом (10) определяем усредненную температуру скин-слоя

$$\begin{aligned} \theta &\approx \theta_0 + \frac{\delta_x(z)^2 \tau}{\gamma C_T \rho} = \\ &= \theta_0 + \frac{H^2 \tau}{\gamma C_T \rho \Delta^2} \approx \theta_0 + \frac{\pi m n M}{(1+n) C_T \rho} \cdot H^{(1+n)/n}. \end{aligned} \quad (14)$$

Усредненное давление магнитного поля с индукцией (2) на поверхностный слой с плотностью тока (4) можно рассчитать следующим образом [10]

$$\sigma = \int_0^{\Delta} [\delta_x(z) \cdot B_y(z)] dz = \frac{nM}{(1+n)} \cdot H^{(1+n)/n}. \quad (15)$$

Сопротивление R и индуктивность L массивного проводника найдем с учетом (6) и (7) из уравнений для действующего значения тока

$$I = l_y \cdot \int_0^{\Delta} \delta_x(z) dz = l_y \cdot H,$$

средней мощности тепловых потерь

$$P = I^2 \cdot R$$

и усредненной энергии магнитного поля

$$W = \frac{1}{2} I^2 \cdot L.$$

В результате получаем сопротивление

$$R = \frac{l_x}{l_y \gamma \Delta} \quad (16)$$

и индуктивность массивного проводника для внутреннего магнитного поля

$$L = \frac{2nM}{(1+n)(1+2n)} \cdot \frac{l_x}{l_y} \Delta \cdot H^{(1-n)/n}. \quad (17)$$

Если для кривой намагничивания ферромагнитного проводника заданы значения напряженности H_1 , H_2 и известны соответствующие им значения индукции B_1 и B_2 , то тогда можно рассчитать используемые в выше приведенных формулах параметры степени

$$n = \frac{\ln(H_2/H_1)}{\ln(B_2/B_1)} \quad (18)$$

и проницаемости

$$M = \frac{B_1}{H_1^{1/n}}. \quad (19)$$

Так, например, для конструкционных ферромагнитных сталей с усредненной кривой намагничивания (рис. 2), параметры, рассчитанные по (18) и (19) при $H_2 > H_1$ и изменении напряженности H от 10^2 до $5 \cdot 10^6$ А/м, принимают значения $n=0,5...12,4$ (рис. 3) и $M=2 \cdot 10^{-5}...0,844$ (рис. 4). Таким образом, параметры n и M кривой намагничивания необходимо подставлять в формулы (10, 14, 15, 17) как функции H (рис. 2).

На рис. 5–9 приведены расчетные зависимости для радиоимпульса при $\tau=0,5$ с, $m=50$, $\omega=314$ рад/с, полученные по (10, 13–15, 6) для меди $\theta_0=20$ °С; $\gamma_0=5 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м); $\alpha_T=4,2 \cdot 10^{-3}$ 1/°С; $\beta_T=0,453 \cdot 10^{-6}$ 1/°С²; $\rho=8900$ кг/м³; $C_T=385,5$ Дж/(кг·°С) и конструкционной ферромагнитной стали $\theta_0=20$ °С; $\gamma_0=5 \cdot 10^6$ 1/(Ом·м); $\alpha_T=5,5 \cdot 10^{-3}$ 1/°С; $\beta_T=9 \cdot 10^{-6}$ 1/°С²; $\rho=7850$ кг/м³; $C_T=575$ Дж/(кг·°С) с использованием найденных параметров n , M (рис. 3, 4).

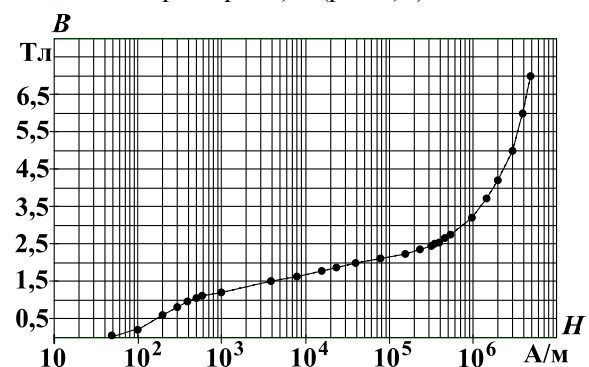


Рис. 2. Усредненная кривая намагничивания конструкционных сталей: «•••» – заданные значения из [6]; «—» – расчетная зависимость $B=M \cdot H^{1/n}$

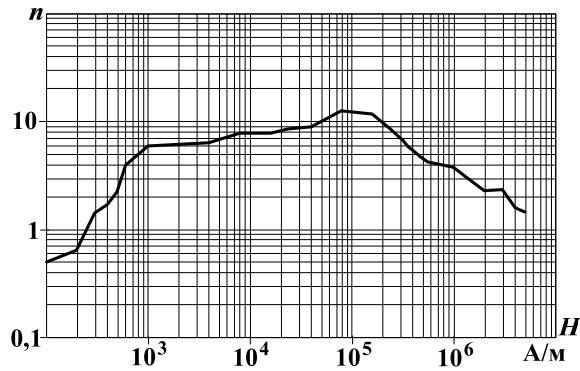


Рис. 3. Зависимость безразмерного параметра степени усредненной кривой намагничивания конструкционных сталей от действующего значения напряженности на поверхности сталей

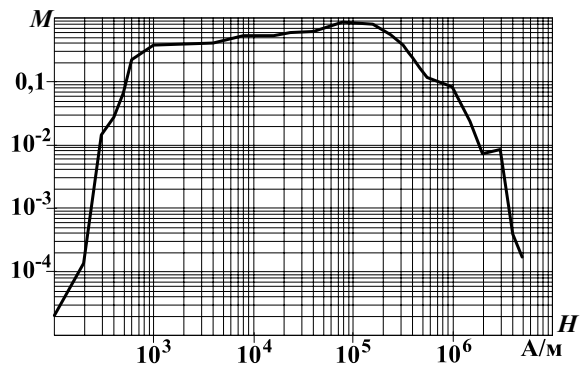


Рис. 4. Зависимость параметра проницаемости усредненной кривой намагничивания конструкционных сталей от напряженности, размерность – $(\text{Гн} \cdot \text{м}) \cdot (\text{А/м})^{(n-1)/n}$

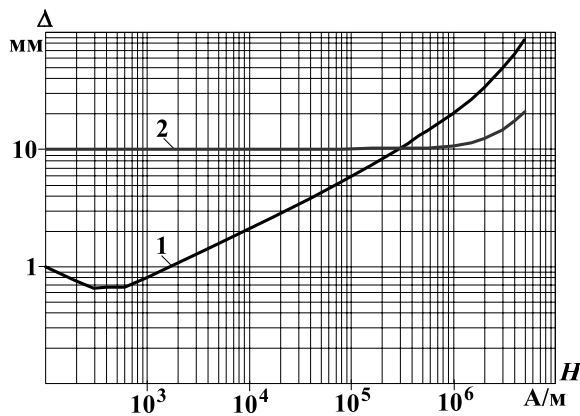


Рис. 5. Зависимости эквивалентной толщины поверхностного слоя от напряженности: 1) конструкционная сталь; 2) медь

Таким образом, полученные формулы могут использоваться для расчета эквивалентных импульсных параметров массивных ферромагнитных и неферромагнитных проводников при воздействии на них импульсного ЭМП. На основании анализа формул и проведенных расчетов можно сформулировать следующие выводы.

1. С увеличением числа положительных и отрицательных полуволн m в импульсе напряженности

магнитного поля на поверхности проводника $H_s(t)$ эквивалентная толщина скин-слоя Δ уменьшается, а температура этого слоя θ возрастает, причем на эту температуру не влияет удельная проводимость γ .

2. С увеличением действующего значения H напряженности $H_s(t)$ для неферромагнитного проводника величины θ и Δ возрастают особенно заметно при $H > 10^6$ А/м.

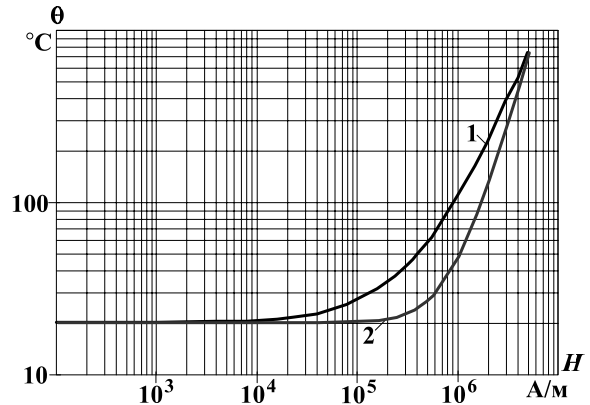


Рис. 6. Зависимости температуры поверхностного слоя от напряженности: 1) конструкционная сталь; 2) медь

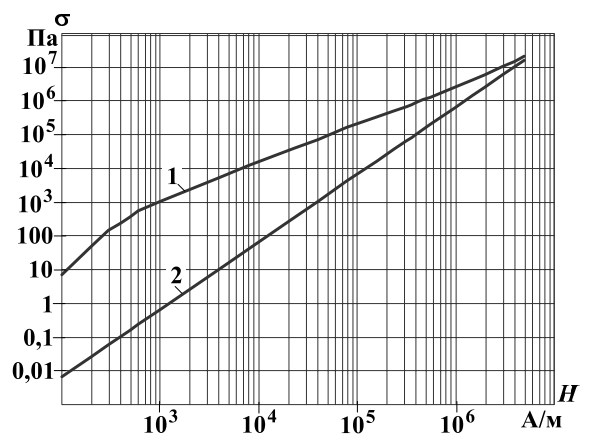


Рис. 7. Зависимости давления магнитного поля от напряженности: 1) конструкционная сталь; 2) медь

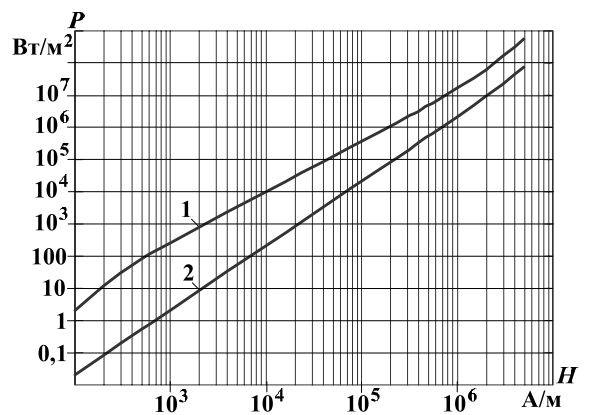


Рис. 8. Зависимости удельной средней мощности тепловых потерь от напряженности: 1) конструкционная сталь; 2) медь

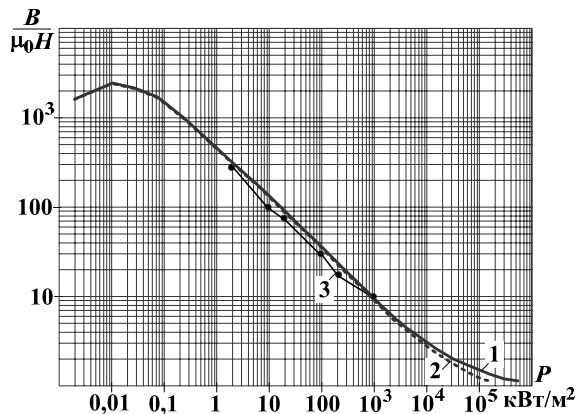


Рис. 9. Зависимости относительной магнитной проницаемости конструкционной стали на поверхности ($z=0$) для действующих значений H от удельной средней мощности тепловых потерь: 1) расчет с учетом нагрева; 2) расчет без учета нагрева; 3) результат без учета нагрева для установившегося гармонического ЭМП из [6]

3. За счет нелинейности кривой намагничивания ферромагнитного проводника с увеличением действующего значения напряженности H величина θ возрастает, а Δ — вначале уменьшается, а при $H > 10^3$ А/м — возрастает.
4. С увеличением действующего значения напряженности H удельная средняя мощность тепло-

вых потерь P и давление магнитного поля σ возрастают, причем для ферромагнитных проводников значения P и σ превышают соответствующие величины для неферромагнитных проводников.

5. На эквивалентные параметры массивных проводников (Δ , θ , P , σ , сопротивление R , индуктивность L) влияет форма импульса напряженности $H_s(t)$, которая приближенно учитывается длительностью импульса τ , величинами m и H , причем это влияние особенно заметно для ферромагнитных проводников.
6. При воздействии на массивный проводник видеоимпульса $H_s(t)$ при $m=1$ предельным значением можно считать $H > 1,77 \cdot 10^7$ А/м ($B = \mu_0 H > 22$ Тл), когда $\theta > 200$ °С и $\sigma > 1,97 \cdot 10^8$ Па, т. е. тогда возможно разрушение проводника.
7. Достоверность методики расчета подтверждается получением для неферромагнитных проводников, как для частных случаев, известных формул (11–13) и зависимостями для относительной магнитной проницаемости конструкционной стали (рис. 9), которые удовлетворительно совпадают с зависимостью из [6] и дают, что общеизвестно [6], магнитную проницаемость практически независящую от нагрева до температуры Кюри (~ 750 °С).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров С.Р. Расчет эквивалентных параметров скин-слоя с учетом джоулева нагрева // Электричество. — 1987. — № 6. — С. 61–63.
2. Носов Г.В., Эськов В.Д. К расчету эквивалентной глубины скин-слоя при импульсных токах // Электричество. — 1990. — № 6. — С. 82–83.
3. Носов Г.В. Эквивалентные параметры массивных проводников с учетом их нагрева при апериодических импульсных токах // Электротехника. — 1991. — № 10. — С. 42–44.
4. Носов Г.В. Эквивалентные параметры массивных проводников с учетом их нагрева в установившемся режиме при периодических токах // Электричество. — 1992. — № 10. — С. 55–57.
5. Немков В.С., Демидович В.Б. Теория и расчет устройств индукционного нагрева. — Л.: Энергоатомиздат, 1988. — 280 с.
6. Кувалдин А.Б. Индукционный нагрев ферромагнитной стали. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 200 с.
7. Теоретические основы электротехники: В 3-х т. Том 3. — 4-е изд. / К.С. Демирчян, Л.Р. Нейман, Н.В. Коровкин, В.Л. Чечурин. — СПб.: Питер, 2003. — 377 с.
8. Туровский Я. Техническая электродинамика. — М.: Энергия, 1974. — 488 с.
9. Теория электрических аппаратов / Под ред. Г.Н. Александрова. — М.: Высшая школа, 1985. — 312 с.
10. Татур Т.А. Основы теории электромагнитного поля. Справочное пособие. — М.: Высшая школа, 1989. — 271 с.

Поступила 18.09.2008 г.